

# 磁気閉じ込めプラズマにおける核弾性散乱効果と ノックオンテイルの観測法 ～核燃焼プラズマ実験にむけて～

Effect of nuclear elastic scattering and observation scenario  
of knock-on tails in magnetic confinement plasmas  
～ heading towards experiment for nuclear burning plasma ～

九大院工 松浦秀明

MATSUURA Hideaki

Applied Quantum Physics and Nuclear Engineering, Kyushu University

## 【はじめに】

プラズマ中の高速イオンは、Coulomb 及び核弾性散乱(NES: nuclear elastic scattering) [1]を介してエネルギーを失う。「核弾性散乱」断面積は、微分散断面積(単位立体角あたりの散乱断面積)の実測値から、純粋にCoulomb力による部分を差し引き、残りを立体角にわたって積分したものと定義される。核弾性散乱は、大角度の散乱過程であり、Coulomb散乱と比較して、衝突頻度は小さいが、衝突当たりの輸送エネルギーが大きい。核弾性散乱がプラズマに及ぼす影響を概算するに際して、衝突頻度と衝突当たりの輸送エネルギーの積を、background粒子の速度分布関数に対して積算することで得られる「エネルギー損失率」を見ることは有効である。Fig.1に、Coulomb散乱(点線)、核弾性散乱(実線)、による重陽子のエネルギー損失率を重陽子エネルギーの関数として示す。Background粒子(D、T、electron)は温度20 keVのMaxwell分布とした。図より、重陽子のエネルギーが $\sim 1$  MeVを超える辺りから、核弾性散乱を介したイオンへのエネルギー輸送は、Coulomb散乱を介したものと同程度に近づくことがわかる。イオンの散乱過程としては、クーロン散乱が支配的であるが、イオンのエネルギーが高くなると、核弾性散乱の影響が大きくなる。

高速イオンがバルク(熱領域)のイオンと衝突することで、高速イオンのエネルギーが熱領域のイオンに輸送され、熱領域のイオンは高速域に反跳される。この過程が連続的に生じることで、イオン速度分布関数上に、高速成分(ノックオンテイル)が現れる(Fig.2参照)。バルクイオン分布関数上にノックオンテイルが形成されると言うことは、高速イオンからバルクイオンへ大きなエネルギーが輸送されることを意味する。この場合、高エネルギーイオンの減速分布自体にも影響が及ぶ。この核弾性散乱によるエネルギー輸送過程を無視すると、高エネルギー粒子のイオン群へのエネルギー分配割合を過小に評価することになる。さらに、核融合反応断面積は、反応粒子間の相対速度(エネルギー)に大きく依存するため、通常、燃料イオン分布関数を重みとして速度空間で平均される(反応率係数)。燃料イオン分布関数がMaxwell分布から歪むと、断面積の平均に際し、重みが変わるため、反応率係数が変化する。燃料イオン分布関数の歪みは、核反応によって生成される高エネルギーイオンや、中性子の放出スペクトルにも影響を及ぼす[2]。

核弾性散乱現象自体に関しては、核物理の分野で古くより理論・実験的研究がなされているものの、その核燃焼プラズマへ影響については、特に実験的検証が不十分である。JETにおいて、 $\alpha$ 粒子による燃料イオン分布関数上のノックオンテイルの形成を示唆する結果が観測されてはいるが[3, 4]、核弾性散乱効果を広く定量的に評価するには十分とは言えない。今後の核燃焼プラズマ実験に際し、その効果を十分に把握した上で、核融合炉の研究開発にあたることは重要である。

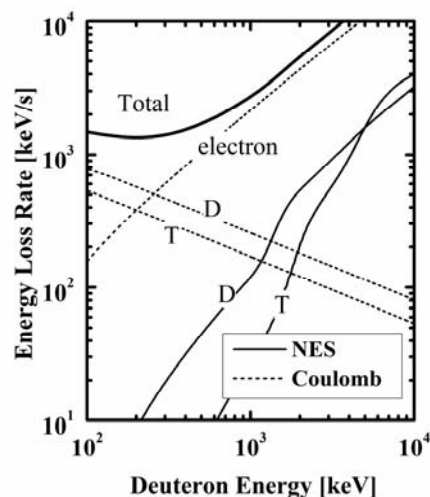


Fig.1: Energy loss rate for deuterons (solid lines: NES, dotted lines: Coulomb)

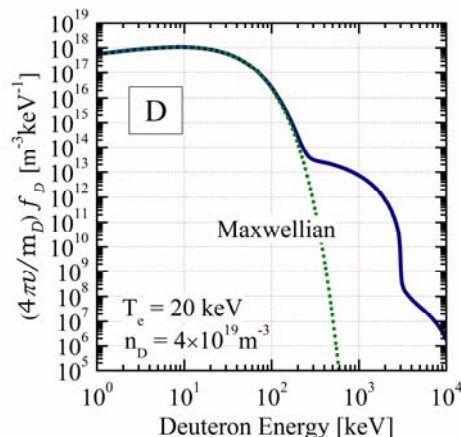


Fig.2: Knock-on tail formation in deuteron distribution function

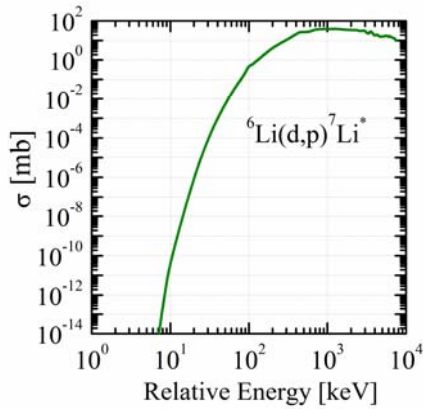


Fig. 3 : Cross section for  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$  reaction

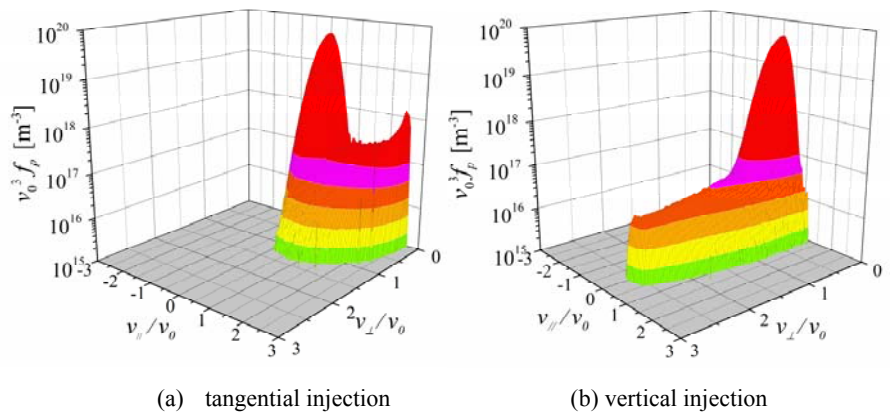


Fig. 4 : 2D proton distribution functions

著者等は、重水素プラズマを利用して、陽子が引き起こす核弾性散乱効果を検証する方法について検討を行ってきた[2]。方法は、ノックオンテイル形成による中性子放出スペクトルの歪みを利用するもの、及び高エネルギー重陽子が引き起こす $\gamma$ 線生成核反応を利用するものに分けられる。今回は、 $\gamma$ 線生成核反応を利用する方法について検討を進めた。

重水素プラズマに僅かな ${}^6\text{Li}$ を添加することで、下記の $\gamma$ 線生成核反応が生じる。

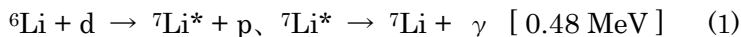


Fig.3 に、上記反応の反応断面積を示す[5]。断面積は、数 keV から $\sim 100$  keVにかけて急激に増大することがわかる。重水素速度分布関数上に僅かな高エネルギー成分（ノックオンテイル）が現れることで、 $0.48 \text{ MeV}$   $\gamma$ 線の生成率が急激に高まることが予想される。従来、著者等は、一様な重水素プラズマを仮定した簡易モデルを用いて、等方的な重陽子分布関数上のノックオンテイルを求め、 $\gamma$ 線発生率の変化を調べた[6]。今後の実験を見据え、装置の磁場配位や粒子の空間挙動特性を考慮できる、より詳細な解析モデルの構築を進めている。今回は、軌道計算に基づき、磁場配位中のイオンの運動を考慮した上で、入射陽子の速度分布関数を求めた。求めた陽子分布関数を用いて、2D Boltzmann 衝突積分を実行し、重陽子のノックオンソースを計算した。ノックオンソースを用いて 2D Fokker-Planck 方程式を解き、2D 重陽子分布関数を評価した。得られた 2D 重陽子分布関数から、上記 $\gamma$ 線生成率を求めた。

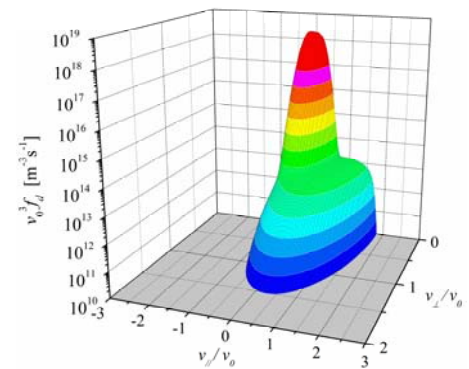


Fig.5: 2D deuteron distribution function

### 【解析結果】

電子温度  $2 \text{ keV}$ 、重陽子密度  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  の重水素プラズマに、 $200 \text{ keV}$  の水素 beam を  $10 \text{ MW}$  のパワーで入射した場合を想定する。装置はトカマク磁場配位 (e.g. ITER 相当) を想定し、陽子はトロイダル軸上で発生するとした。トロイダル磁場方向及び垂直方向に入射した場合の、陽子分布関数（空間平均値）を Fig.4 に示す（規格化速度  $v_0$  は  $30 \text{ keV}$  の重陽子速度とした）。分布関数は、トロイダル軸に対して平行、垂直速度成分の関数に変換して示している。Fig.4 の陽子分布関数をソースとして、Boltzmann 衝突積分を行い、陽子とバルク重陽子の核弾性散乱に伴う重陽子のノックオン（反跳）ソースを評価した。これをソース項として、2D Fokker-Planck 方程式を解き、2D 重陽子速度分布関数を評価した。得られた重陽子分布関数（接線方向入射の場合）を Fig.5 に示す。陽子ビームの入射方向に沿ってノックオンテイルが形成されている様子がわかる。ノックオンテイルはピッチ角散乱により、ビーム入射方向以外にも広がっている。得られた分布関数と ${}^6\text{Li}$ 分布関数（Maxwell 分布を仮定）を用いて、(1)式に示す  $0.48 \text{ MeV}$   $\gamma$ 線の発生率を評価した。核弾性散乱に起因したノックオンテイルの形成による  $0.48 \text{ MeV}$   $\gamma$ 線生成率は、核弾性散乱を無視した場合と比較して 2 桁程度の増加となった。同反応を核弾性散乱効果の確認に利用できる可能性がある。

- [1] J.J. Devaney and M.L. Stein, Nucl. Sci. Eng. **46** (1971) 323. [2] 松浦、他、プラズマ・核融合学会誌、**91** (2015) 449.  
 [3] J. Källne, et al., Phys. Rev. Lett., **85** (2000) 1246. [4] A. A. Korotkov, et al., Phys. Plasmas, **7** (2000) 957.  
 [5] V. T. Voronchev, et al., Mem. Fac. Eng. Kyushu Univ., **51** (1991) 63.  
 [6] H. Matsuura, et al., J. Plasma Fusion Res. **2** (2007) S1078.